

TARTU ÜLIKOOL  
Loodus- ja täppisteaduste valdkond  
Füüsika Instituut

Venno Vipp

**PIIRANGUD LYMAN- $\alpha$  KIIRGUSELE JA GAASI  
TEMPERATUURILE KOSMOLOOGILISEST 21-CM  
SIGNAALIST**

Magistritöö (30 EAP)

Juhendajad:  
Andi Hektor  
Gert Hütsi  
Madis Kiisk

Tartu 2019

## **Piirangud Lyman- $\alpha$ kiirgusele ja gaasi temperatuurile kosmoloogilisest 21-cm signaalist**

21-cm kosmoloogia on oluline informatsiooniallikas varase universumi kohta. Antud töös on kasutatud EDGESi eksperimendi mõõdetud ületaeva 21-cm raadiosignaali reionisatsiooni epohhi alguses (punanihke piirkonnas  $\sim 20$ ) valitsevate tingimuste uurimiseks. EDGESi poolt mõõdetud 21-cm signaal on üldse esimene kosmoloogilise 21-cm signaali mõõtmine. Käesoleva töö tulemusena on saadud piirid eelmainitud signaali tekitamiseks vajaliku gaasi kineetilise temperatuuri ja Lyman- $\alpha$  kiirguse intensiivsuse jaoks. Neid piiranguid on edaspidi võimalik kasutada hindamaks erinevate kosmoloogiliste, astrofüüsikaliste ja osakestefüüsika mudelite sobivust EDGESi mõõdetud signaaliga.

Märksõnad: 21-cm spektrijoon, kosmoloogia, Lyman- $\alpha$  kiirgus, gaasi kineetiline temperatuur.

CERCS kood: P520 Astronoomia, kosmoseuuringud, kosmosekeemia

## **Cosmological 21-cm signal**

21-cm cosmology is an important window into the early universe. In this work, we apply the global cosmological 21-cm signal measured by the EDGES collaboration to study the conditions prevailing at the beginning of the epoch of reionization (at redshifts  $\sim 20$ ). The signal measured by EDGES is the first observation of the global cosmological 21-cm signal. The calculations carried out put limits on the gas kinetic temperature and intensity of Lyman- $\alpha$  radiation necessary to create the EDGES signal. It is possible to exploit the limits to estimate the compatibility of different cosmological, astrophysical and particle physics models with the EDGES measurement.

Keywords: 21-cm spectral line, cosmology, Lyman- $\alpha$  radiation, gas kinetic temperature.

CERCS code: P520 Astronomy, space research, cosmic chemistry.

# Sisukord

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Sissejuhatus</b>                                      | <b>4</b>  |
| <b>1 Kosmoloogiline 21-cm raadiosignaal</b>              | <b>5</b>  |
| 1.1 21-cm raadiojoone mikrofüüsika . . . . .             | 5         |
| 1.2 Formalism . . . . .                                  | 7         |
| 1.2.1 Kosmiline mikrolaine taustkiirgus . . . . .        | 9         |
| 1.2.2 Gaasi kineetiline temperatuur . . . . .            | 10        |
| 1.2.3 Värvitemperatuur . . . . .                         | 12        |
| 1.2.4 Wouthuysen-Fieldi efekt . . . . .                  | 13        |
| 1.3 Spinnitemperatuuri ajaline käik . . . . .            | 15        |
| <b>2 21-cm raadiojoone vaatlused</b>                     | <b>17</b> |
| 2.1 EDGES . . . . .                                      | 18        |
| 2.2 EDGESi mõõdetud signaal . . . . .                    | 19        |
| <b>3 EDGESi mõõtmistulemuse tõlgendamine</b>             | <b>22</b> |
| 3.1 Piirangud $\text{Ly}\alpha$ ja $T_K$ jaoks . . . . . | 24        |
| <b>Kokkuvõte</b>   | <b>27</b> |
| <b>Summary</b>   | <b>28</b> |
| <b>Kirjandus</b>   | <b>29</b> |
| <b>Lihtlitsents</b>                                      | <b>32</b> |

# Sissejuhatus

Vesiniku 21-cm raadiospektris asuvat joont on kasutatud astronoomilisteks ja kosmoloogilisteks vaatlusteks juba ligi 70 aastat ning selle abil on tehtud hulk olulisi avastusi. Võrreldes vaatluste algusajaga, on aparatuur ja analüüsi mudelid oluliselt paranenud. Tänu sellele on tänapäeval võimalik teha 21-cm vaatlusi järjest kõrgematel punanihetel, jõudes nüüdseks juba reionisatsiooni epohhini  $z \sim 20$ . Vaatlused nõnda varajasest universumist on keerulised, kuna sellest ajast pärit 21-cm lainepikkusega umbes GHz-sagedusega raadiokiirgus on Maani jõudmise hetkeks punanihestatud raadiosagedusvahemikku umbes 100 MHz. Sel sagedusel vaatlusi segavad ionosfääri ja galaktilise sünkrotronkiirguse esiplaanid, mis on ligi  $10^4$  tugevamad, kui kosmoloogiline 21-cm signaal ise. Ainult ülitäpne riistvara ja keeruline statistiline analüüs võimaldab nii nõrka signaali müra eristada.

2018. aastal mõõtis EDGESi (*Experiment to Detect the Global Epoch of Reionization Signature*) tööühm 21-cm signaali, mis on pärit napilt reionisatsiooni eelsest epohhist. Signaal oli ootamatu kuju ja amplituudiga ning selle seletamiseks on pakutud välja hulganisti eksootilist füüsikat, näiteks tumeaine interaktsioonid ja annihilatsioonid. Kuna see on esimene mõõdetud signaal reionisatsiooni algusajast, on see pakkunud suurt huvi osakestefüüsikutele ja kosmoloogidele. Antud töö eesmärgiks on kasutada ülalmainitud signaali, et piirata esimeste kiirgusallikate poolt tekitatud Lyman- $\alpha$  kiirgust reionisatsiooni epohhi algul. Signaali seletamiseks on pakutud välja mitmeid erinevaid mehhanisme ja üldised piirangud kiirguse intensiivsusele annavad hea võimaluse vastavate mudelite palju kiiremaks kontrollimiseks.

Töö on jaotatud kolmeks peatükiks. Esimeses peatükis antakse ülevaade 21-cm joone tekkemehhanismist ja erinevatest suurustest, mis seda mõjutavad. Teises peatükis tuuakse lühikokkuvõtte signaali mõõtnud eksperimendist ning mõõdetud signaali parameetritest. Viimases peatükis on toodud töö käigus saadud tulemused ja nende analüüs.

# Peatükk 1

## Kosmoloogiline 21-cm raadiosignaal

Atomaarse vesiniku 21-cm raadiospektri joone olemasolu ennustati esmakordselt 1940. aastatel ja seda kinnitati vaatlustega umbes kümnend hiljem. Neutraalne atomaarne vesinik on levinuim element universumis, mistõttu leidub seda hulganisti igas vaatesihis ja igal punanihkel. Näiteks on tänu sellele võimalik 21-cm vaatlustega määrata vesiniku gaasi tihedust ja dünaamikat meie Galaktikas ja Galaktilises lähiümbruses ning ka kaugemates galaktikates ja galaktikaparvedes. Eriti rohkelt oli universumis atomaarset vesinikku rekombinatsiooni ja reionisatsiooni epohhide vahel (ajastul punanihete vahemikus  $10 < z < 1080$ ). Sealt pärinev globaalne kosmoloogiline 21-cm signaal võimaldaks panna piiranguid universumi esimeste kiirgusallikate tekkele ja omadustele. Veel rohkem infot sisaldab tollase 21-cm kiirguse lokaalne struktuur (näiteks nurkvõimsusspekter), aga seda käesolevas töös ei käsitleta. Tollase 21-cm kiirguse lokaalset struktuuri pole veel ka mõõdetud; seda loodetakse mõõta lähikümnendil.

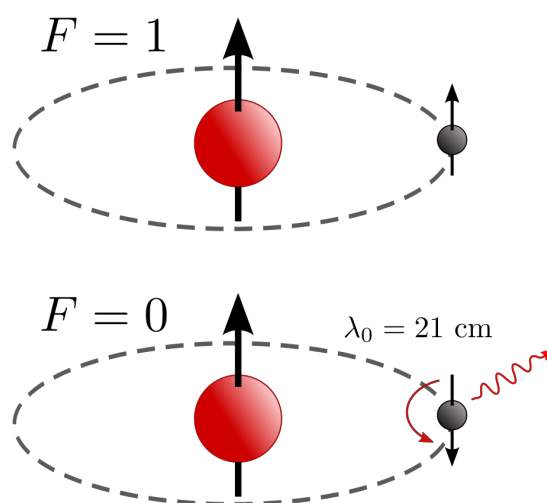
Käesolevas peatükis antakse lühiülevaade 21-cm vesinikujoone füüsikast: selle tekkemehhanismist vesiniku aatomis ja kuidas see on seotud erinevate suurustega nagu kiirgus- ja gaasi kineetiline temperatuur.

### 1.1 21-cm raadiojoone mikrofüüsika

Neutraalne vesinik (HI - *Hydrogen I*) koosneb ühest prootonist ja ühest elektronist. Sellel võrdlemisi lihtsalt süsteemil on palju energiatasemeid (määratakse peakvantarvuga  $n$ ), millest igäüks omakorda lõhestub mitmel viisil. Näiteks elektroni orbitaalmagnetmomendi ja prootoni sisemise magnetmomendi (ehk spinn-orbitaal) ning prootoni ja elektroni sisemiste magnetmomentide (ehk spinn-spinn) interaktsioonid on vältimatud. Selliste interaktsioonide tulemustena tekkinud energiatasemete muutusi nimetatakse vastavalt peen- ja

ülipeenstruktuuriks. Lisaks lõhestavad spektrijooni ka välised magnet- ja elektriväljad.

HI aatomi põhiolek ( $n = 1$ ) lõhestub kaheks ülipeenstruktuuri jooneks. Esimene, madalama energiaga olek, vastab juhule kui elektroni ja prootoni spinnid on antiparalleelsed. Teine, kõrgema energiaga olek, vastab juhule kui elektroni ja prootoni spinnid on paralleelsed. Üleminekul ühest teise (vt joonis 1.1) kiiratakse või neelatakse footon lainepikkusega  $\lambda = 21,1 \text{ cm}$  ja sagedusega  $\nu = 1420,4 \text{ MHz}$  ning vastavalt muutub elektroni spinni suund prootoni spinni suhtes. Tüüpiliselt tähistatakse madalama energiaga olekut indeksiga 0 ja kõrgemat indeksiga 1 või viidatakse neile vastavalt kui singleti ja tripleti tasemed. Viimane tuleneb asjaolust, et välise magnetvälja mõjul lõhestub olek 1 kolmeks. 21-cm joon on keelatud



Joonis 1.1: Illustratsioon vesinikuaatomi ülipeenstruktuuri üleminekust kus eraldub 21 cm lainepikkusega footon. Algolekus on prootoni ja elektroni spinnid paralleelsed (olek  $F = 1$ ) ning lõppolekus antiparalleelsed (olek  $F = 0$ ). Kuna antiparalleelsete spinnidega olek on madalama energiaga siis kiirataksegi ülemineku käigus footon. Joonisel toodud  $\lambda_0$  on kiiratava footoni lainepikkus. [1]

joon; tema eluiga on suurusjärgus  $1 \cdot 10^{15} \text{ s}$  ehk ligikaudu 10 miljonit aastat. Laboris sellist üleminekut praktiliselt ei toimu. Tähtedevahelises ruumis on aga HI gaasi palju ja tänu sellele on spektrijoon piisavalt tugev, et teda on võimalik ka mõõta.

Erinevate spinolekute asustatus sõltub HI interaktsioonist kosmilise taustkiirgusega (CMB - *Cosmic Microwave Background*), Lyman- $\alpha$  kiirgusega ( $\text{Ly}\alpha$ ) ja põrgetega teistelt gaasi osakestelt. 21-cm formalismi esitatakse kasutades efektiivseid temperatuure: kiirguse temperatuur  $T_{\text{CMB}}$ , gaasi kineetiline temperatuuri  $T_K$ , spinni temperatuur  $T_S$  jne. Alljärgnevalt on toodud sellise formalismi lühikokkuvõte.

## 1.2 Formalism

Valgussignaali tugevust iseloomustatakse nende intensiivsuse  $I_\nu$  kaudu mingil sagedusel  $\nu$  või üle kogu ruuminurga keskmistatud intensiivsusega  $J_\nu = \int I_\nu d\Omega$ . 21-cm signaali puhul kasutatakse intensiivsuse asemel heledustemperatuuri, tähistusega  $T_b(\nu)$  või  $T_{21}(\nu)$ , mis peab olema mustal kehal spektriga  $B_\nu$  vastava intensiivsuse  $I_\nu = B_\nu(T_b)$  tekitamiseks. Heledustemperatuur  $T_b$  on mõõdetav suurus, millest ühe osa moodustab CMB taust ja ülejäänud 21-cm signaal HI pilvedest [2]. Täpsemalt räägime diferentsiaalset antenni heledustemperatuur CMB suhtes,  $\delta T_b$ , mis võib olla positiivne või negatiivne suurus. Standardse kosmoloogia puhul on HI gaas punanihete  $10 < z < 300$  piirkonnas jahedam kui CMB taustkiirgus, seega  $\delta T_b < 0$ .

HI panus mõõdetud suuruses sõltub osas 1.1 kirjeldatud kahe ülipeenjoone suhtelisest täidetusest. Nende olekute arvtihedusi saab iseloomustada spinni temperatuuri  $T_S$  kaudu nõnda, et [2]

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} e^{-E_{10}/k_B T_S} = 3e^{-T_*/T_S}, \quad (1.1)$$

kus  $n_1$  ja  $n_0$  on tripleti ja singleti olekute arvtihedused,  $g_1$  ja  $g_0$  nende statistilised kaalud,  $k_B$  Boltzmanni konstant,  $E_{10} = 5,9 \cdot 10^{-6}$  eV tasemete energiatega erinevus ja  $T_* \equiv E_{10}/k_B = 0,068$  K sellele vastav ekvivalentne temperatuur. Olekute statistilised kaalud on antud juhul väärtustega  $g_1 = 3$  (triplet) ja  $g_0 = 1$  (singlet). Kui  $T_S \rightarrow +\infty$  siis seosest (1.1) on näha, et olekute 1 ja 0 täidetused läheneb suhtele 3:1. Kui  $T_S \rightarrow 0+$ , läheneb suhe nullile ehk olek 1 jääb tühjaks, ning  $T_S < 0$  tähendab oleku 1 suuremat täidetust.

Samuti nagu eelpool mainitud  $T_b$ , on ka  $T_S$  efektiivne temperatuur. Iga HI gaasi kogum kiirgab mingil hulgal 21-cm spektrihoont;  $T_S$  vastab temperatuurile, mida peaks omama just vastaval määral 21-cm joont kiirgav must keha. Lisaks HI panusele tuleb osa mõõdetud 21-cm joone heledusest CMB kiirgusest, temperatuuriga  $T_{CMB}$ . Heledustemperatuuri  $T_b$  valemiks tuleb seega [3]

$$T_b = T_{CMB} e^{-\tau} + T_S (1 - e^{-\tau}), \quad (1.2)$$

kus  $\tau$  on optiline sügavus, mille tekitab neutraalne vesinik 21-cm joone jaoks [3]

$$\tau(z) = \frac{3c\lambda_{21}^2 h_P A_{10} n_{HI}}{32\pi k_B T_S (1+z) (dv_r/dr)}. \quad (1.3)$$

Siin on  $\lambda_{21}$  21-cm joone lainepikkus,  $h_P$  Plancki konstant,  $A_{10} = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$  21-cm ülemineku spontaanse relaksatsiooni koefitsient (ühtlasi iseloomustab spektrihoone laiust),  $n_{HI}$  vesiniku aatomite arvtihedus ja  $dv_r/dr$  vaatesihilise radiaalkiiruse gradient ( $v_r$  on radiaalkiirus ja  $r$  kaasaliikuv kaugus). See seos kehtib eeldusel, et HI tihedus on kosmiline keskmine ja gaasikogumil on ühtne  $T_S$ .

Kui on tegu varajase universumiga, võib  $\tau(z)$  mugavama kuju saamiseks teha veel lihtsustava eelduse, et universum on täiesti neutraalne ja homogeenne. Siis vesiniku arvtihedus on võrdne neutraalse vesiniku keskmise arvtihedusega  $n_{HI} = \bar{n}_{HI}$ , mis omakorda sõltub ainult Hubble'i paisumisest, ehk  $dv_r/dr = H(z)/(1+z)$ . Suurte punanihete jaoks ( $z \gg 0$ ) saab kasutada  $H(z)$  jaoks kuju [3]

$$H(z) \simeq H_0 \frac{\sqrt{\Omega_m}}{(1+z)^{3/2}}, \quad (1.4)$$

kus  $\Omega_m$  on aine tiheduse parameeter praeguses universumis ja  $H_0$  on Hubble'i konstant. Kasutades kõiki neid asendusi optilise sügavuse avaldises (1.3) on tulemuseks [3]

$$\tau(z) = 9,85 \cdot 10^{-3} \frac{T_{CMB}}{T_S} \left( \frac{\Omega_b h}{0.0327} \right) \left( \frac{\Omega_m}{0.307} \right)^{-1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2}, \quad (1.5)$$

kus  $\Omega_b$  on barüonide tiheduse parameeter praeguses universumis ja  $h = 0,7$ . Diferentsiaalse antenni heledustemperatuuri  $\delta T_b$  saamiseks lahutatakse avaldisest (1.2) kosmilise taustkiirguse panus ja võetakse arvesse ka punanihkst tulenevaid efekte. Erinevatest töödest leiab veidi erinevaid lõppavaldisi  $\delta T_b$  jaoks [4, 3]. Kuna ülaltoodud tuletuskäigus on juba tehtud eeldus, et kogu vesinik on neutraalne, siis siinse tuletuse lõppavaldiseks on (1.8).

$$\delta T_b = \frac{T_b - T_{CMB}}{1+z} = \frac{T_S - T_{CMB}}{1+z} (1 - e^{-\tau}), \quad (1.6)$$

$$\delta T_b \approx 23 \text{ mK} \cdot x_{HI}(z) \left( \frac{\Omega_b h}{0,02} \right) \left( \frac{\Omega_m}{0,15} \right)^{-1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T_{CMB}}{T_S} \right), \quad (1.7)$$

$$\delta T_b \approx 26,8 \text{ mK} \left( \frac{\Omega_b h}{0.0327} \right) \left( \frac{\Omega_m}{0.307} \right)^{-1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{T_{CMB}}{T_S} \right), \quad (1.8)$$

kus  $x_{HI}(z)$  on neutraalse vesiniku osakaal. Üldjuhul  $\tau \ll 1$ , mistõttu kehtib lähendus  $1 - e^{-\tau} \approx \tau$ . Sõltuvus temperatuurist  $T_S$  jääb viimasesse tegurisse  $1 - T_{CMB}/T_S$ : juhul  $T_S \gg T_{CMB}$ , ei sõltu  $\delta T_b$  enam praktiliselt vaadeldava HI gaasi  $T_S$  väärtusest ja saavutab mingi konstantse väärtuse; juhul  $T_S = T_{CMB}$  signaal puudub; juhul  $T_S \ll T_{CMB}$  ilmneb  $\delta T_b$  neeldumissignaalina [5].

$\delta T_b$  mõõtis aastal 2018 EDGESi eksperiment [6] (sellest täpsemalt osas 2). Valemid (1.7) ja (1.8) seovad omavahel HI pilvede  $\delta T_b$  signaali ning  $T_S$  väärtuse ja, nagu osas 1.1 mainitud, mõjutab temperatuuri  $T_S$  omakorda kolm komponenti: CMB, Ly $\alpha$  ja pörked teiste gaasi osakestega. Seega saab mõõdetud signaali abil panna piiranguid HI interaktsioonide tugevusele.  $T_S$  sõltuvus erinevatest temperatuuridest on antud valemiga [7, 3]

$$T_S^{-1} = \frac{T_{CMB}^{-1} + x_c T_K^{-1} + x_\alpha T_C^{-1}}{1 + x_c + x_\alpha}, \quad (1.9)$$



kus  $T_K$  on gaasi kineetiline temperatuur ja  $Ly\alpha$  efektiivne värvitemperatuur  $T_C$  kirjeldab kiirgustausta 21-cm joone lähiümbruses, mis ei tulene CMBst. Seostuse koefitsiendid  $x_c$  ja  $x_\alpha$  on vastavalt pörgete ning  $Ly\alpha$  jaoks ning määravad, kui tugevalt need protsessid liigutavad temperatuuri  $T_S$  kas  $T_K$  või  $T_C$  poole.

Antud töös võetakse kõik suurused valemis 1.9 keskmistatuna üle terve taevaalaotuse, kuigi seda saab rakendada ka üksikutele gaasipilvedele, galaktikatele vms. Varajase universumi käsitlemisel on keskmistamine ka õigustatud: CMB fluktuatsioonid, ning sellest tulenevalt ka  $T_K$  ja  $T_C$  fluktuatsioonid, on väga väikesed. Järgnevates alaosades on selgitatud mehhanisme läbi mille erinevad tegurid spinni temperatuuri mõjutavad ja defineeritud kõik valemis (1.9) sisalduvad suurused.

Antud töös on eeldatud ka, et punanihetel  $10 < z < 300$  on universumi täitvaks domineerivaks kiirguseks 21 cm sageduspiirkonnas CMB. See on igati mõistlik eeldus, kuna ei tunta ühtegi astrofüüsikalist allikat sel ajastul, mis tekitaks tugevat raadiokiirgust just 21 cm piirkonnas. Teisalt, on spekulieritud, et näiteks varajased massiivsed mustad augud või mõned eksootilisemad allikad võivad anda ka sel ajastul oodatust suurema panuse 21 cm sageduspiirkonda. Käesolevas töös seda võimalust ei käsitleta, kuna antud võimalused on, nagu mainitud, üsna eksootilised.

### 1.2.1 Kosmiline mikrolaine taustkiirgus

Vahetult peale Suurt Pauku oli universum liiga kuum elementaarosakeste sidumiseks nukleonideks ja aatomiteks. Sel hetkel universumi moodustanud kuum plasma oli valgusele läbipaistmatu, kuna footonid hajusid vabade elektronide pealt. Paisumise tõttu universum jahtus, kuni kvargid seoti nukleonideks ning hiljem nukleonid omakorda elektronidega aatomiteks. Hetke mil universum oli piisavalt jahe aatomite tekkeks nimetatakse rekombineerumiseks (punanihkel 1089 [8]). Kuna selle tulemusena muutus (barüon)aine footonikiirgusele läbipaistvaks, siis pärineb sellest ajast ka vanim footonsignaali, mida on võimalik detekteerida: CMB. See signaal on pea täiesti isotroopne ja vastab musta keha spektrile temperatuuriga  $T_{CMB}(z = 0) = 2,725 \text{ K}$  [9], kuigi kiirgamise hetkel oli see oluliselt kõrgem. CMB footonite energia on universumi paisumise tõttu järjest kahanenud; kiirguse temperatuuri soovitud punanihkel saab leida valemiga

$$T_{CMB} = 2,725(1 + z)\text{K}. \quad (1.10)$$

Rekombineerumine toimus punanihkel 1089, mis annab CMB algseks temperatuuriks (ning ühtlasi ka gaasi temperatuuriks tol ajahetkel)

$$T_{CMBalg} = 2970 \text{ K}. \quad (1.11)$$

CMB mõjutab spinni temperatuuri läbi Comptoni hajumise ning Wouthuysen-Fieldi efekti (vt osa 1.2.4). Olukorras, kus põrkeid gaasiosakeste vahel on vähe ning puuduvad  $\text{Ly}\alpha$  allikad peale CMB (ehk  $x_c, x_\alpha \approx 0$ ) on  $T_S$  määratud puhtalt  $T_{CMB}$  poolt. Selline hetk oli enne esimeste  $\text{Ly}\alpha$  allikate teket punanihkel  $z \sim 25$  (vt joonis 1.5).

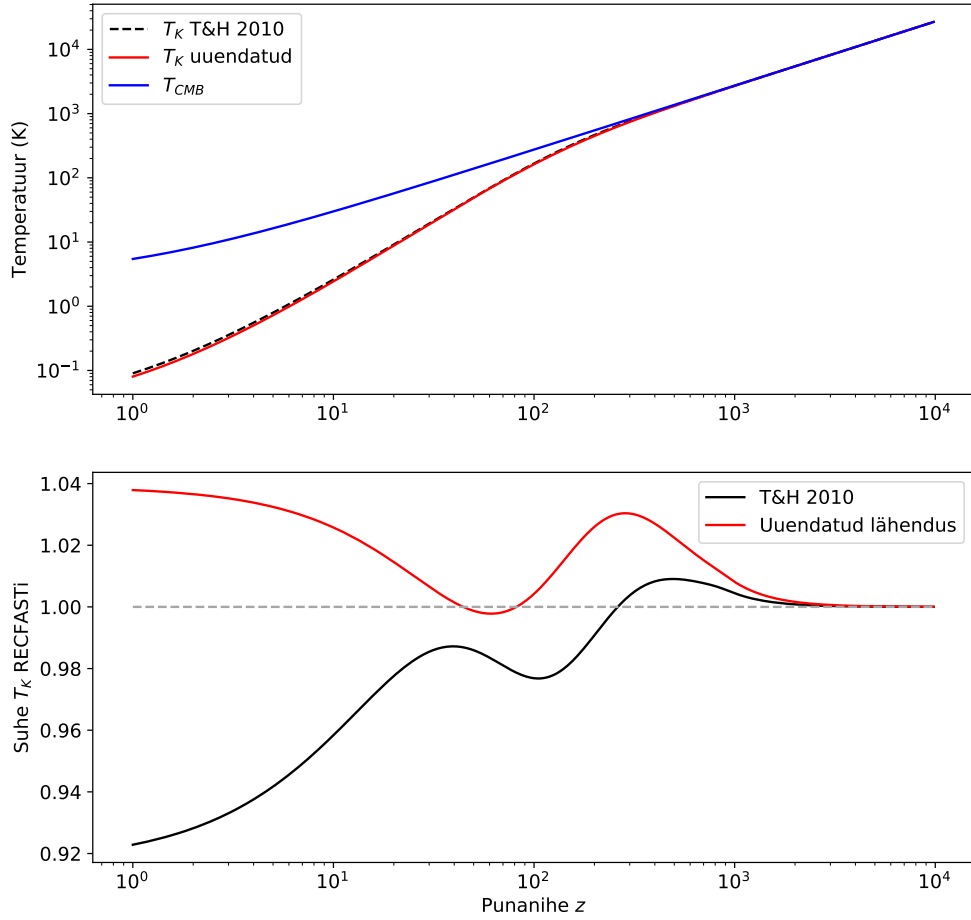
## 1.2.2 Gaasi kineetiline temperatuur

$T_K$  käitumise määravad suurtel punanihetel kaks komponenti: adiabaatiline jahtumine universumi paisumise tõttu ja Comptoni hajumisest tingitud soojenemine. Analüütiline kuju  $T_K$  jaoks, mis on lähendatud kasutades RECFAST koodi [10, 11], on toodud töös [12]. Peale selle artikli ilmumist on aga kosmoloogilisi parameetreid  $\Omega_b, \Omega_m, h$  täpsustatud. Võttes neid täpsustusi arvesse tuleb  $T_K$  parimaks lähenduseks [13]

$$T_K(z) = T_{CMB}(z) \left[ 1 + \frac{136}{(1+z) \left( 1 + \frac{1+z}{181} \right)^{3/2}} \right]^{-1}. \quad (1.12)$$

Valemi (1.12) täpsust saab hinnata jooniselt 1.2. On näha, et maksimaalne viga RECFASTi suhtes on  $\sim 4\%$  ning viga antud tööle olulises piirkonnas (ligikaudu  $14 \leq z \leq 22$ ) 1-2%. Uuendatud lähendus on huvipakkuvas piirkonnas ligi 1% täpsem. Kuna avaldises (1.12) ei ole arvestatud esimeste allikate poolt tekitatud soojenemist (võrdle joonisega 1.5) siis peab arvestama, et peale soojenemise algust see lähendus enam ei kehti. Soojenemise täpne algusaeg ja kiirus ei ole teada. Seetõttu on antud töö analüüsis piiratud ajaperioodiga, mis lõpeb vahetult enne soojenemise algust.

Kineetilise temperatuuri otsene mõju temperatuurile  $T_S$  avaldub läbi gaasiosakeste omavaheliste põrgete. Kahe vesiniku aatomi (H-H) põrkel on tõenäosus, et lisaks suhteliste kiiruste muutumisele muutuvad ka aatomite spinnolekud. Spinnolekute üleminek toimub eelistatult suunaga  $F = 1 \rightarrow 0$  [14, 15] ehk protsess vähendab tripleti oleku asustatust, kusjuures ülemineku tõenäosus kasvab koos gaasi temperatuuriga. Sama efekt tekib ka vesiniku põrgetel vabade elektronidega (H- $e^-$ ), kuid, kuna üldiselt on HI tihedus oluliselt suurem vabade  $e^-$  tihedusest, siis domineerivad H-H põrgete mõjud. Spinnolekute relakseerumiste ristlõiked on



Joonis 1.2: Ülemine joonis: CMB kiirguse (sinine), Tseliakhovich & Hirata (T&H 2010) arvutatud lähenduse (must katkendlik) ning uuendatud lähenduse (punane) sõltuvus punanihkest  $z$ . Alumine joonis: lähenduste suhted RECFASTi koodiga arvutatud kineetilisse temperatuuri. Jooned on arvutatud kujul  $T_{RECFAST}/T_{lähendus}$ .

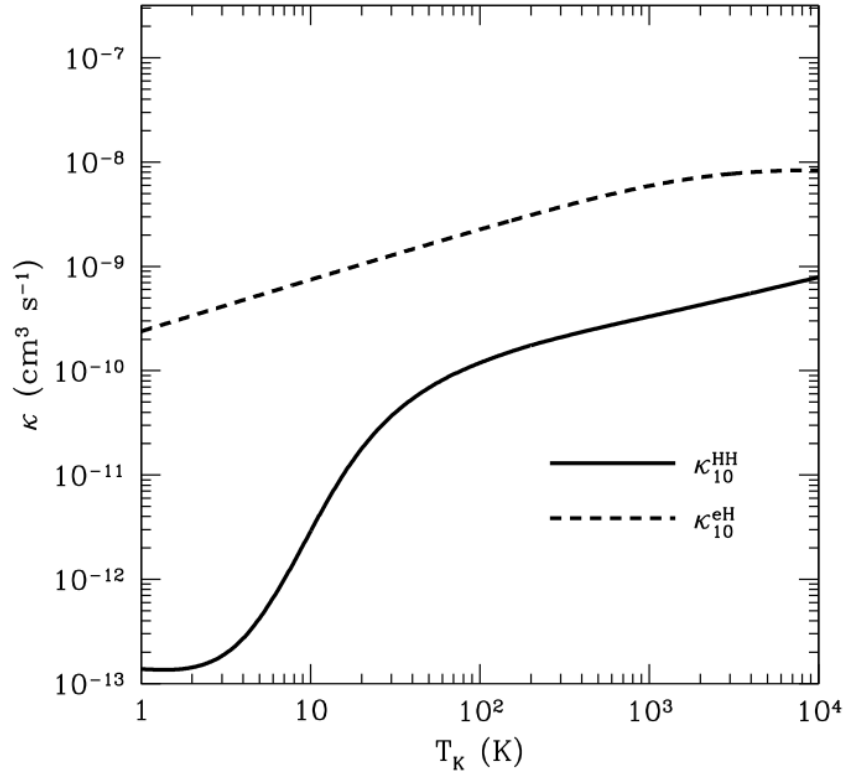
toodud joonisel 1.3. [16]

Lisaks H-H ja H-e<sup>-</sup> põrgetele toimuvad ka vesiniku põrked vabade prootonite, deuteeriumi, heeliumi ja raskemate elementidega. Nende põrgete panused on enamasti alla surutud, kuna neid on suurusjärgu vähem, ja seetõttu pole neid niivõrd oluline arvestada [2].

Koefitsient  $x_c$ , mis seostab  $T_K$  ja põrked IGM osakeste vahel, arvutatakse valemiga [5, 3],

$$x_c = \frac{4\kappa_{10}(T_K)n_H T_\star}{3A_{10}T_{CMB}}, \quad (1.13)$$

kus  $\kappa_{10}(T_K)$  on ülemineku ristlõige (vt joonis 1.3) ja  $n_H$  vesiniku arvtihedus. Käesolevas töös käsitletud ajavahemikul on  $x_c$  väärtus suurusjärgus  $10^{-3}$ ; universumi paisumine on vesiniku tiheduse niivõrd madalaks viinud, et põrgete panus  $T_S$  muutmises on tühine.



Joonis 1.3: Spinnolekute relakseerumise ristlõiked H-H (pidev joon) ja H-e<sup>-</sup> põrgetel (katkendlik joon). Andmed pärit [16] ja [17] ning joonis [2].

### 1.2.3 Värvitemperatuur

Värvitemperatuuri  $T_C$  defineeriv valem sarnaneb  $T_S$  omale (1.1): definitsiooniks on [7]

$$\frac{P_{01}}{P_{10}} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{T_\star}{T_C}\right) \approx 3 \left(1 - \frac{T_\star}{T_C}\right) \quad (1.14)$$

kus  $P_{01}$  ja  $P_{10}$  on spinni vahetamise üleminekumäärad Ly $\alpha$  footonite tõttu (toimemehhanism on toodud osas 1.2.4) vastavalt suunaga  $0 \rightarrow 1$  ja  $1 \rightarrow 0$ . Viimases võrduses on kasutatud sama lähendust, mis võrrandi (1.7) jaoks. Seega värvitemperatuur näitab, millise temperatuuriga must keha sellist üleminekute suhet tekitab. Üldisem definitsioon, mis kehtib ka juhul kui tegemist pole musta kehaga, on läbi footonite intensiivsuse  $J$  vastavas sagedusalas, [18, 3]

$$\frac{h}{k_B T_C} = \frac{2}{v} - \frac{d \ln J}{dv}. \quad (1.15)$$

Sellisel juhul on ilmne, et temperatuur  $T_C$  mõjutab spektri kuju Ly $\alpha$  ümbruses. Seega on oluline teada, kuidas spekter muutub hajumisel tähtedevaheliselt gaasilt. Eelkõige mõjutab seda Doppleri efekt: HI liikumise tõttu tekib olukord, kus neelatud ja kiiratud Ly $\alpha$  footonite sagedused on erinevad. Igal pörkel efektid kuhjuvad ning summaarselt muutub spektri kuju

(eelkõige tema gradient) selles vahemikus sarnaseks Plancki spektrile temperatuuriga  $T_K$ . Tulemusena tõmmatakse  $T_C$ -d  $T_K$  poole ning need temperatuurid peaaegu ühtlustuvad. [19, 7]

Suure optilise sügavuse lähenduses kehtib väga hästi [2],

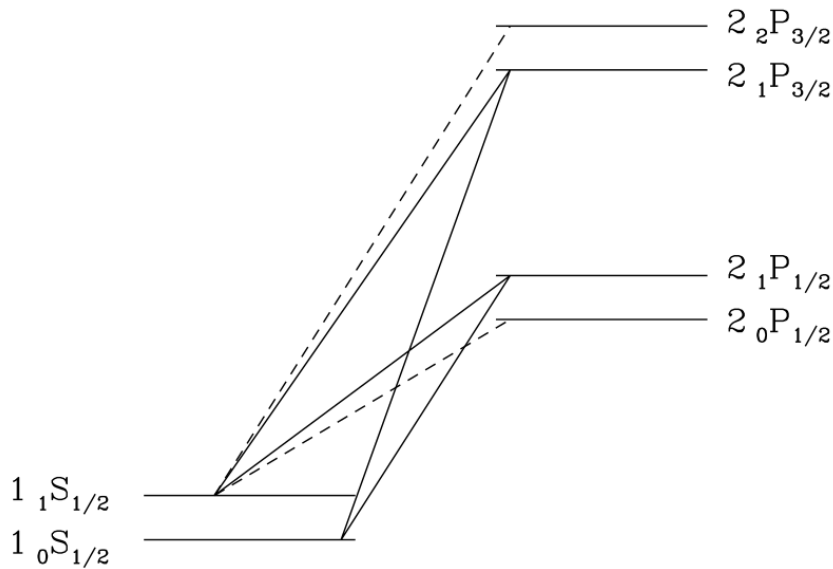
$$T_C = T_K \frac{1 + T_{se}/T_K}{1 + T_{se}/T_S}, \quad (1.16)$$

kus

$$T_{se} = \frac{m_H c^2}{9k_B} \left( \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_{21}} \right)^2 = 0,402 \text{ K}. \quad (1.17)$$

Siin  $m_H$  on vesiniku aatomi mass ja  $\lambda_\alpha = 1216 \text{ Å}$  Ly $\alpha$  footoni lainepikkus. Võrrandist (1.16) on näha, et  $T_C$  ja  $T_K$  erinevad märkimisväärselt kui temperatuurid lähenevad temperatuurile  $T_{se}$ . Üldiselt aga  $T_K, T_C \gg T_{se}$  ja  $T_C \approx T_K$ . Seda lähendust kasutatakse ka osas 1.2.4 seostuse kordaja  $x_\alpha$  sellise väärtuse leidmisel, mis lubab tema alla korruga hõlmata nii  $T_C$  kui ka  $T_K$ .

## 1.2.4 Wouthuysen-Fieldi efekt



Joonis 1.4: Illustratsioon vesinikuaatomi madalamatest energiatasemetest. Iga taseme juures esimene number näitab peakvantarvu  $n$  väärtust, tähed näitavad elektroni orbitaalset impulsmomenti  $L = 0(S), 1(P)$ , tähele eelnev alaindeks on aatomi summaarne impulsmoment ja viimane murdarv on elektroni summaarne impulsmoment. Pideva joonega on toodud üleminekud, mis on WF efektis olulised ja katkendliku joonega mitteolulised. [20]

Wouthuysen-Fieldi (WF) efektiks nimetatakse protsessi, mis seostab vesiniku aatomi ülipeenstruktuuri üleminekuid Ly $\alpha$  kiirgusega [19, 7]. 21-cm joone puhul on nii alg- kui ka lõppolek tasemel  $n = 1$ ; seega on tegemist keelatud üleminekuga ja otsene üleminek vastavate olekute vahel toimub suhteliselt madala tõenäosusega. Kuid üleminekud  $n = 1 \rightarrow 2$  ja seejärel

tagasi  $n = 2 \rightarrow 1$  ei ole keelatud. Seega on vesiniku aatomil võimalik  $\text{Ly}\alpha$  footonite vahendusel oma spinnolekut muuta. WF efektile olulised üleminekud on toodud joonisel 1.4. Sarnased vaheetappidega üleminekud spinnolekute vahel on võimalikud ka kõrgematelt energiatasemetelt  $n = 3, 4, \dots$  kuid  $n = 2$ , ehk  $\text{Ly}\alpha$  kaudu, on see protsess kõige tõenäolisem [7].

WF efekti tugevus, seostuse koefitsient  $x_\alpha$ , sõltub  $\text{Ly}\alpha$  footonite arvust ja neeldumise ristlõikest HI pealt.  $x_\alpha$  on võimalik avaldada mitut eri moodi: kasutades  $\text{Ly}\alpha$  hajumismäära  $P_\alpha$ , footonite arvtiheduse või kiirguse intensiivsuse  $J_\alpha$  kaudu. Antud töös on mugav seostust väljendada  $\text{Ly}\alpha$  intensiivsuse ja vastava kriitilise intensiivsuse  $J_\alpha^c$  kaudu [2],

$$x_\alpha = S_\alpha \frac{J_\alpha}{J_\alpha^c}. \quad (1.18)$$

$J_\alpha^c = 9 \cdot 10^{-23} (1+z) \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  [21] on sellise väärtusega, et kui  $J_\alpha$  selle ületab, hakkab  $x_\alpha$  märgatavalt kasvama seostades omavahel tugevalt  $T_S$  ja  $T_K$ .  $S_\alpha$  on parandustegur, mis arvestab impulsi kandumist footonilt HI aatomitele igas hajumisprotsessis. See vähendab hajumises osaleva footoni impulssi, nihestades iga hajumisega footoneid  $\text{Ly}\alpha$  piirkonnast välja. Väiksem  $\text{Ly}\alpha$  footonite arv tähendab ka nõrgemat WF efekti. Hajumismäära parandiks on [3]

$$S_\alpha = e^{-0,0128(\tau_{GP}/T_K^2)^{1/3}}, \quad (1.19)$$

$$\tau_{GP} = 6,62 \cdot 10^5 \left( \frac{\Omega_b h}{0,0327} \right) \left( \frac{\Omega_m}{0,307} \right)^{-1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2}. \quad (1.20)$$

$\tau_{GP}$  on Gunn-Petersoni optiline sügavus  $\text{Ly}\alpha$  jaoks. Kui lisaks arvestada parandit  $\text{Ly}\alpha$  värvitemperatuurile (1.16), siis võttes kokku valemid (1.16)-(1.20) saab efektiivse seostuse teguri avaldada,

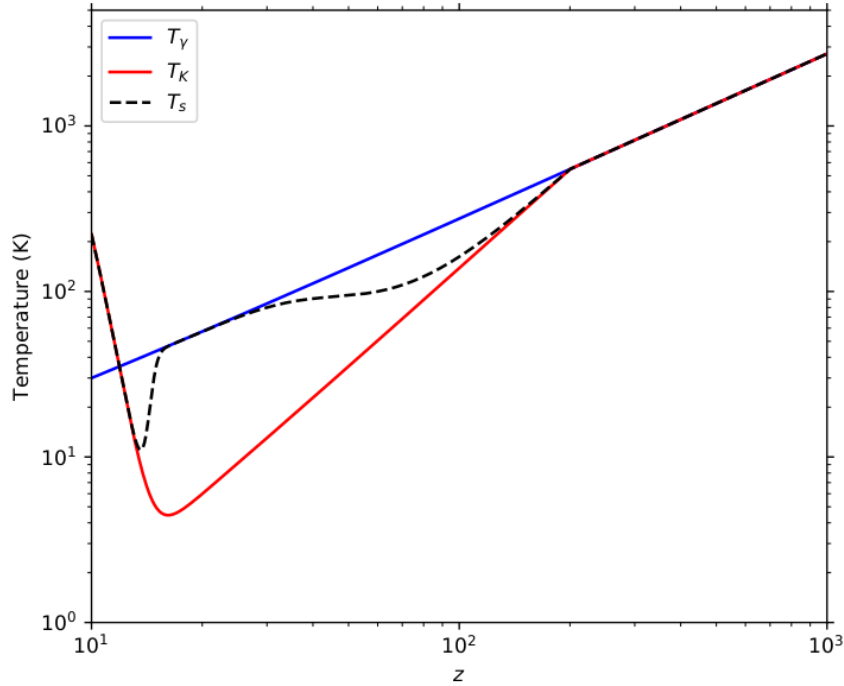
$$x_{\alpha,eff} = \frac{J_\alpha}{J_\alpha^c} \left( 1 + \frac{T_{se}}{T_K} \right)^{-1} \cdot \exp \left[ -2,06 \left( \frac{\Omega_b h}{0,0327} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega_m}{0,307} \right)^{-1/6} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{1/2} \left( \frac{T_K}{T_{se}} \right)^{-2/3} \right]. \quad (1.21)$$

Kasutades ülaltoodud avaldist seostuse koefitsiendi jaoks saab spinni temperatuuri esitada lihtsustatud kujul [3]

$$T_S^{-1} = \frac{T_{CMB}^{-1} + x_{\alpha,eff} T_K^{-1}}{1 + x_{\alpha,eff}}. \quad (1.22)$$

### 1.3 Spinnitemperatuuri ajaline käik

Joonisel 1.5 on toodud eelnevates osades käsitletud temperatuuride ligikaudne sõltuvus punanihkest. Joonis on illustratiivne eelkõige kahel põhjusel. Esiteks, kuigi on teada  $T_S$ -i üldine dünaamika varajases universumis, ei ole siiski teada tema täpne ajaline käik. Teiseks ei ole selge esimeste allikate täpne tekkeaeg (alltoodud joonisel on selleks ligikaudu  $z = 20$ ) ning seetõttu ka  $T_K$  käik peale esimeste tähtede põhjustatud soojenemist. Kõrgetel punanihetel on



Joonis 1.5: CMB (sinine joon), gaasi kineetilise (punane joon) ja spinni temperatuuri (must joon) ligikaudne sõltuvus punanihkest. [22] Joonis on ligikaudne, kuna ei ole teada  $T_{CMB}$  täpne käitumine punanihke  $z \sim 17$  ümbruses, ehk millal ja kui palju tekkis galaktikavahelist gaasi (IGM) soojendavaid allikaid.

$T_K$  määratud CMB temperatuuri  $T_{CMB}$  poolt ja kuna need temperatuurid on võrdsed, on ka  $T_S$  nendega võrdne. Universumi paisudes muutub  $T_{CMB} \propto (1+z)^{-1}$  ja  $T_K \propto (1+z)^{-2}$ . Gaasi tihedus ja temperatuur, seega ka  $x_c$ , on esialgu piisavalt suured, et seostada  $T_S$  tugevamalt gaasi temperatuuriga. Selles  $z$  vahemikus  $T_K \leq T_S \leq T_{CMB}$ . Jätkuval paisumisel HI tihedus ja  $x_c$  järjest kahanevad kuni lõpuks saab seostus CMBga tugevamaks ning  $T_S$  ühtlustub jälle temperatuuriga  $T_{CMB}$ . Punanihkel  $z \approx 20$  tekivad esimesed astronoomilised objektid (tähed, mustad augud jms), mis tekitavad muuhulgas ka  $\text{Ly}\alpha$  kiirgust. Tulemusena seostab WF efekt omavahel jälle  $T_S$  ja  $T_K$  ning  $T_S$  langeb kiiresti gaasi temperatuurini. Allikate lisandumisel hakkab galaktikate vaheline gaas (IGM) kiirelt kuumenema.  $T_K$  kasv tingib seostuse tõttu ka temperatuuri  $T_S$  kasvu kuni mõlemad saavad palju suuremaks CMB tausta temperatuurist. Ajavahemik vahetult peale esimeste allikate teket kuni  $T_S \geq T_{CMB}$  on käsitlusel antud töös ja sellest ajast pärineb ka EDGESi tööühik mõõdetud signaal. Mõõdetud signaali alusel saab teha järeldusi ja panna

piiranguid esimeste allikate tüübile ning arvukusele. Mõõteseadet ja mõõdetud signaali on kirjeldatud osas 2. Signaalist tehtud järeltusi osas 3.



## Peatükk 2

### 21-cm raadiojoone vaatlused

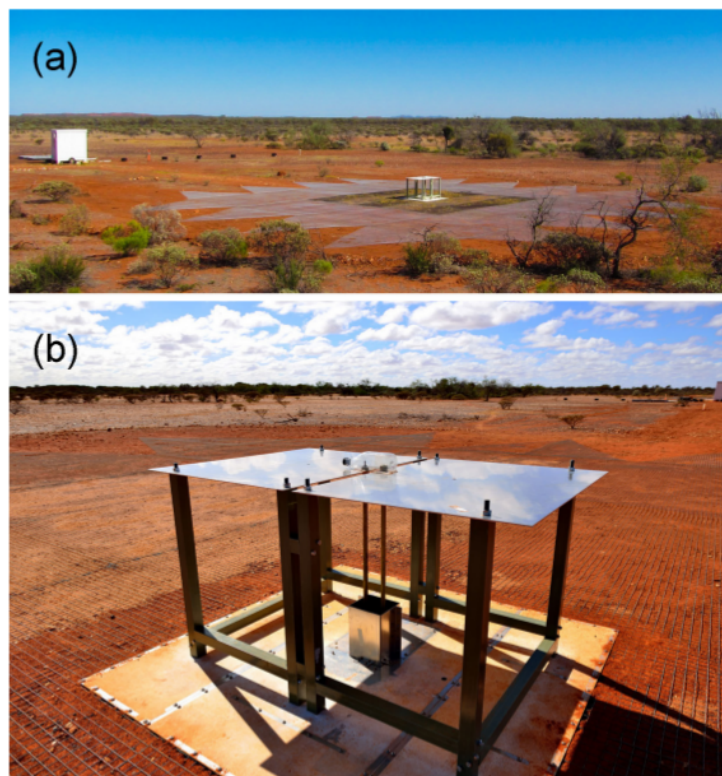
21-cm raadiojoon on olnud oluline komponent astronoomilistes vaatlustes alates 1951. aastast kui see esmakordselt detekteeriti. Varased silmapaistvamad panused astronoomiasse ja kosmoloogiasse, mis tehti selle joone abil on näiteks: Linnutee galaktika spiraalstruktuuri vaatlemine, Linnutee ja M31 pöörlemiskõvera mõõtmine, HI pilvede suureskaalalise struktuuri määramine ning kosmoloogilistele mudelitele ja parameetritele piirangute seadmine. Tänapäeval keskendutakse vaatlustes rohkem reionisatsiooni epohhi uurimisele, sest 21-cm signaal on üks vähestest viisidest saamaks informatsiooni rekombinatsiooni ja reionisatsiooni vahelisest ajastust.

Reionisatsiooni epohhi algusest pärinevat 21-cm signaali on keeruline mõõta mitmel põhjusel. Esiteks on signaal varajasest universumist ise nõrk ning teiseks on palju tugevaid müraallikaid, mille mõju peab arvestama. Kuna punanihkelt  $z \sim 20$  pärinev 21-cm signaal on meieini jõudes sagedusega  $\nu \approx 70$  MHz, siis on suureks müraallikaks Maalt pärinevad raadiosignaalid. Lisaks sellele domineerivad sellistel sagedustel galaktiline sünkrotronkiirgus ja ionosfääri efektid. Seetõttu ehitatakse sellised observatooriumid eelistatult väheasustatud piirkondadesse, kus Maalt pärinevaid raadiohäireid on vähe. Sünkrotronkiirguse, Maa ionosfääri ning astronoomiliste objektide mõju eemaldamiseks kasutatakse andmetöötlusel füüsikaliselt motiveeritud esiplaani mudeleid.

Eksperimente, mis mõõdavad 21-cm signaali reionisatsiooni epohhist on palju. Nende hulka kuuluvad: Murchison Widefield Array [23], Square Kilometer Array [24], Primeval Structure Telescope [25], Precision Array to Probe Epoch of Reionization [26], EDGES [27], Low Frequency Array [28] ja teised. Antud töös on käsitletud just EDGESi tööühma poolt mõõdetud signaali, kuna EDGESi mõõtmistulemus on tõenäoliselt esimene globaalse 21-cm kosmoloogilise signaali detekteerimine.

## 2.1 EDGES

EDGESi observatoorium asub Murchisoni raadioastronoomia observatooriumis lääne-Austraalias. See on raadiovaikne ala, kus asuvad ka mitu teist sarnases sagedusvahemikus mõõtmisi teostavat teleskoopi. Mõõteseadmeid on EDGESil kolm: üks kõrge sagedusvahemiku (tundlik vahemikus 90 – 200 MHz) ning kaks madala sagedusvahemikuga (vahemikus 50 – 100 MHz, nn low-1 ja low-2) seadet. Antenniseadmed koosnevad kahest metallplaadist ja neid ümbritsevast metallvõrestikust (vt joonis 2.1). Ümbritseva metallvõre eesmärgiks

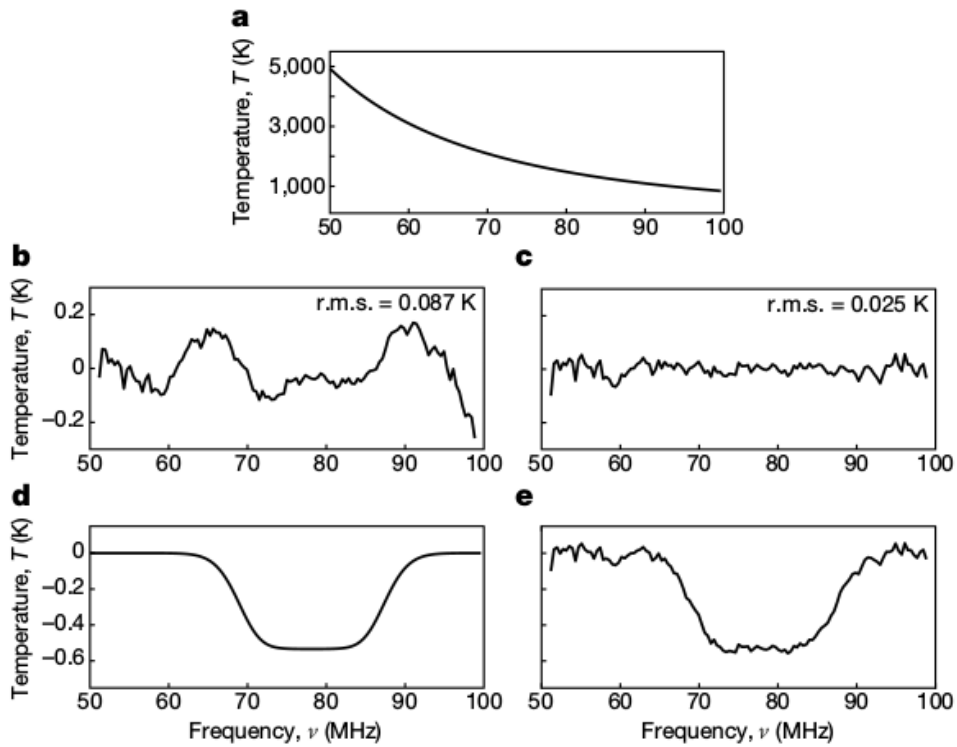


Joonis 2.1: EDGESi madala sagedusvahemikuga antennid. (a) low-1 antenn. Ümbritsev metallvõrestik on kogupindalaga 30 m × 30 m. (b) low-2 antenn. Jalgadel metallplaadid moodustavad antenni, mille vastuvõtja asub heleda alusplaadi all. [6]

on vähendada nii mõõdetava signaali kromaatilist, kui ka mõõtevahendi sõltuvust pinnasetingimustest. Kõigi kolme seadme resolutsioon on 6,1 kHz. Järgnevas alapeatükis on kirjeldatud EDGESi poolt mõõdetud reionisatsiooni epohhi algusest pärit  $\delta T_{21}$  signaal ning nende analüüsi tulemusel leitud parim lähendus selle signaali kujule. [6]

## 2.2 EDGESi mõõdetud signaal

EDGESi analüüsis kasutatud mõõtmised toimusid kokku 207 päeva jooksul. Kogutud andmetele rakendati rangeid valikukriteeriume. Allesjäänud sobivaid andmeid töödeldi hoolikalt vältimaks mõõteseadmehet süstemaatilisi vigu ning sobivate esiplaani mudelitega. Joonisel 2.2 on võetud kokku EDGESi tulemused: toodud on kogu mõõdetud taevsignaal (alajoonis a), signaal pärast esiplaani eemaldamist (alajoonis b), parim lähendus 21-cm signaalile (alajoonis d) ning ülejäänud müra pärast nii esiplaani kui ka parima signaali lähenduse eemaldamist (alajoonis c). Viimasena (alajoonis e) on toodud parim lähendus koos ülejäänud müraga. Parima lähenduse andis nende analüüsi tulemusena lameda põhjaga Gaussi kõver, mis



Joonis 2.2: Kokkuvõttev joonis EDGESi tulemustest. (a) mõõdetud kogusignaal, (b) signaal kui esiplaan maha lahutada, (c) kui lisaks esiplaanile on ka 21-cm parim lähendus (d) maha lahutatud. (e) parim lähendus (d) koos ülejäänud müraga (c). [6]

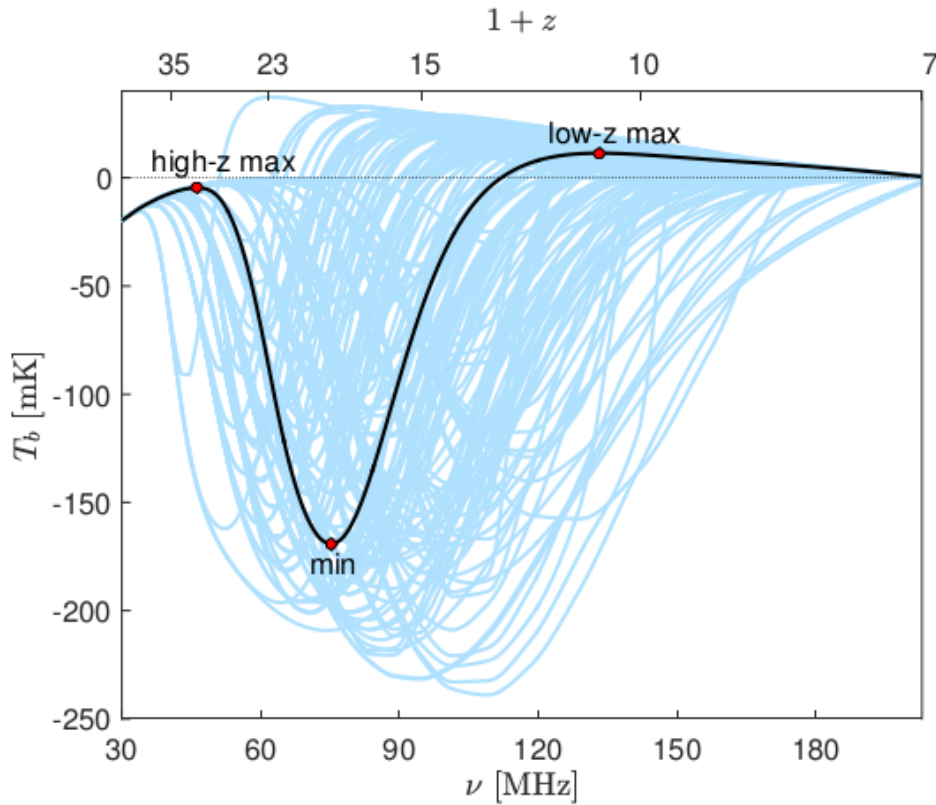
on kirjeldatav valemitega (2.1)-(2.2). Kõvera signaali-müra suhteks tuli 37 ning parameetrid on: amplituud  $A = 0,52^{+0,42}_{-0,18}$  K, kesksagedus  $\nu_0 = 78,3^{+0,2}_{-0,3}$  MHz, laius poole amplituudi peal

$w = 20,7^{+0,8}_{-0,7}$  MHz, lamendustegur  $\tau = 6,5^{+5,6}_{-2,5}$ . Kõik vead on antud usaldusnivool 99%. [6]

$$T_{21}(\nu) = -A \left( \frac{1 - e^{-\tau e^B}}{1 - e^{-\tau}} \right), \quad (2.1)$$

$$B = \frac{4(\nu - \nu_0)^2}{w^2} \log \left[ -\frac{1}{\tau} \log \left( \frac{1 + e^{-\tau}}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

Lähendatud signaalil on kaks tähelepanuväärset omadust: amplituud ja lame põhi. Varasemad arvutused ennustasid sellest ajast pärit signaalile madalamat amplituudi ning kitsamat kuju. Joonisel 2.3 on toodud hulk võimalikke 21-cm signaali kujusi, mis kõik vastavad standardsele  $\Lambda$ CDM kosmoloogiale. Erinevad kõverad on tingitud astrofüüsikaliste parameetrite määramatusest ja erinevate tähetekke mudelite kasutamisest. Ükski kasutatud parameetritest ei ole vastuolus tol hetkel täpseimate vaatlustega. [29]



Joonis 2.3: Ennustatud kujud 21-cm signaali jaoks erinevate astrofüüsikaliste parameetrite kasutamisel. Must joon on viidatud artikli nn standardjuht, millel punased punktid märgivad lokaalseid ekstreemume. Helesinised jooned näitavad signaali kujusi erinevate parameetriväärtuste kombinatsioonide korral. [29]

Fakt, et ennustatud kujud ja EDGESi tulemus omavad nõnda erinevat kuju ning amplituudi viitavab, et EDGESi mõõtetulemuse (kui see on reaalne signaal) seletamiseks peab kasutama mingisugust üsna eksootilist füüsikat. On ilmunud arvukalt artikleid, kus kasutatakse

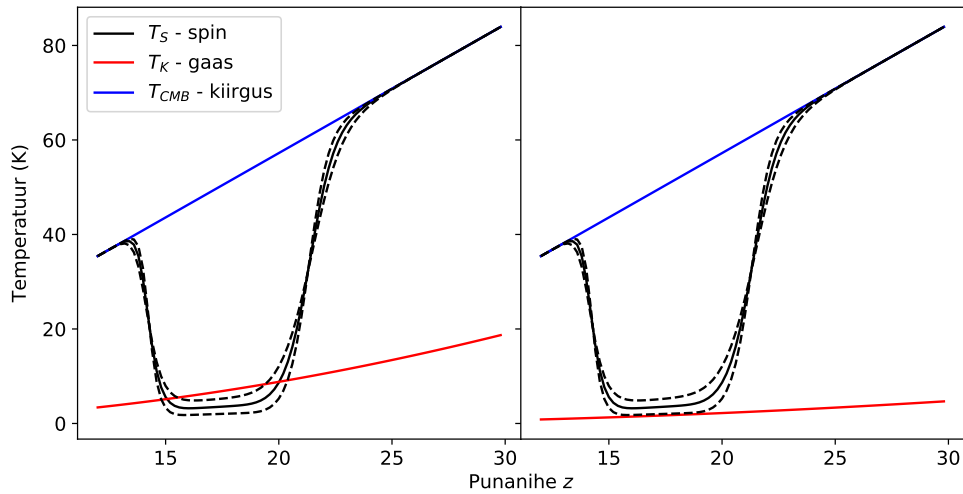
sedasid mõõtetulemusi panemaks piiranguid näiteks tumeaine interaktsioonidele [30, 13, 31], annihilatsioonidele [32, 33] või varaste mustade aukude arvukusele ja massidele [34].

Peale EDGESi tulemuste avaldamist on ilmunud ka töid, mis kritiseerivad nende analüüsi meetodikat [35, 36]. Kriitika põhiohk on esiplaani mudeldamisel ja mõnevõrra ka mõõteseadme võimalikel süstemaatilistel vigadel. Kui kriitika osutub õigustatuks võib juhtuda, et EDGESi tegelik signaal muutub märkimisväärselt tulevikus. Täpsema info saamiseks tuleb oodata kordusmõõtmisi, kas EDGESi enda, või ka teiste eksperimentide poolt. On mitmeid sarnaseid eksperimente, mis on lubanud paari aasta jooksul EDGESi mõõtmist korrata.

## Peatükk 3

# EDGESi mõõtmistulemuse tõlgendamine

Nagu eelmises peatükis mainitud, erineb EDGESi signaali kuju ootuspärasest ja kuju selgitamiseks on pakutud välja mitmeid erinevaid mudeleid. Antud töös on kasutatud EDGESi signaali panemaks piiranguid eelkõige Ly $\alpha$  kiirguse intensiivsusele  $J_\alpha$  mida tekitasid esimesed kiirgusallikad universumis.  $J_\alpha$  jaoks saab tuletada avaldise kasutades valemeid (1.22) ja (1.18).



Joonis 3.1: EDGESi signaali järgi arvutatud  $T_S$  koos veapiiridega. Siin  $T_{CMB}$  on arvutatud valemiga (1.10) ning  $T_K$  valemiga (1.12). Parempoolisel joonisel on  $T_K$  toodud 4 korda väiksemana. Vasakul joonisel tekkiv olukord, kus  $T_S < T_K$  ei ole  $T_S$  definitsiooni järgi lubatud. Katkendlike joontega on toodud  $\delta T_{21}$  signaali veapiirid.

$$\begin{aligned}
 T_S^{-1} &= \frac{x_\alpha T_K^{-1} + T_{CMB}^{-1}}{x_\alpha + 1} \Rightarrow x_\alpha = \frac{T_{CMB}^{-1} - T_S^{-1}}{T_S^{-1} - T_K^{-1}} = S_\alpha \frac{J_\alpha}{J_\alpha^c} \\
 \Rightarrow J_\alpha &= \frac{J_\alpha^c}{S_\alpha} \frac{T_{CMB}^{-1} - T_S^{-1}}{T_S^{-1} - T_K^{-1}}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

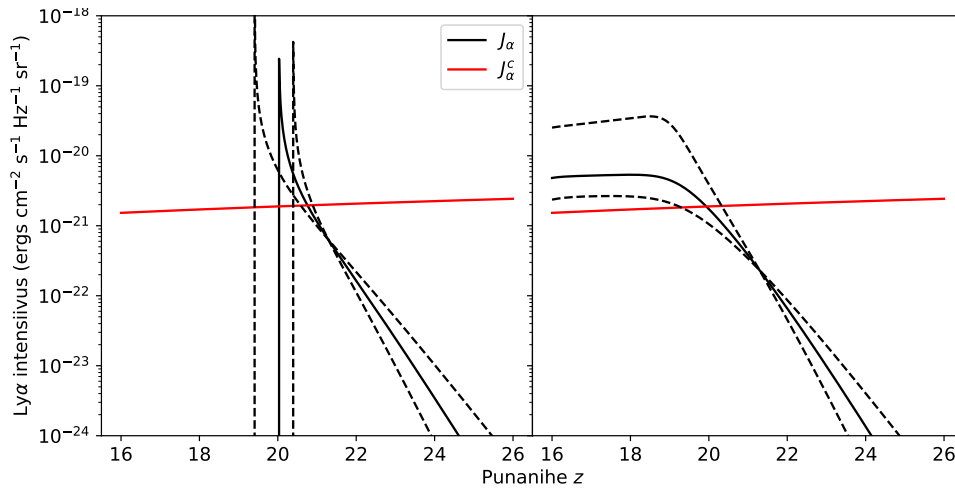
Avaldises (3.1) ja joonisel 3.1 ning 3.2 on  $T_S$  arvutatud valemi (1.7) (ja seega EDGESi signaali) kaudu

$$T_S^{-1} = T_{CMB}^{-1} \left( 1 - \frac{\delta T_{21}}{26,8\text{mK}} \left( \frac{\Omega_b h}{0,0327} \right)^{-1} \left( \frac{\Omega_m}{0,307} \right)^{1/2} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{-1/2} \right). \quad (3.2)$$

Lisaks on  $T_S$  arvutamisel kasutatud  $\delta T_{21}$  määramatuse piire. Tulemuseks on kolm joont, mis on toodud joonistel 3.1 ja 3.2. Edaspidi viidatakse nendele kolmele juhule kasvavas amplituudi järjekorras kui low, mid ja high.

Avaldisest (3.1) on näha, et olukorras  $T_S \rightarrow T_K$  läheb  $J_\alpha \rightarrow \infty$ . Kuna EDGESi signaal on niivõrd suure amplituudiga siis selle tulemusena, eeldades  $T_K$  jaoks standardset jahtumist, läheb ühel hetkel  $T_S$  madalamaks kineetilise temperatuurist (vt joonis 3.1). Ühtlasi tähendab see ka, et punktis  $T_S = T_K$  käitub  $J_\alpha$  ebafüüsikaliselt (vt joonis 3.2).

Eeldusel, et sellisel moel arvutatud  $T_S$  on õige, jääb ainsaks lahenduseks langetada gaasi kineetilist temperatuuri. Just neid olukordi on võrreldud joonistel 3.1 ja 3.2, kus vasakul on  $T_K$  käitumine standardsele kosmoloogiale vastav ning paremal on  $T_K$  4 korda väiksem. Nende jooniste puhul peab siiski arvestama, et toodud  $T_K$  käitumine ei ole väiksemate  $z$  väärtuste juures korrektne; ei ole täpselt teada millal ja kui palju tekkis allikaid, mis hakkasid IGMi soojendama. Sellegipoolest saab signaali algushetki (vahemikus  $18 < z$ ) selle mudeliga edukalt uurida.



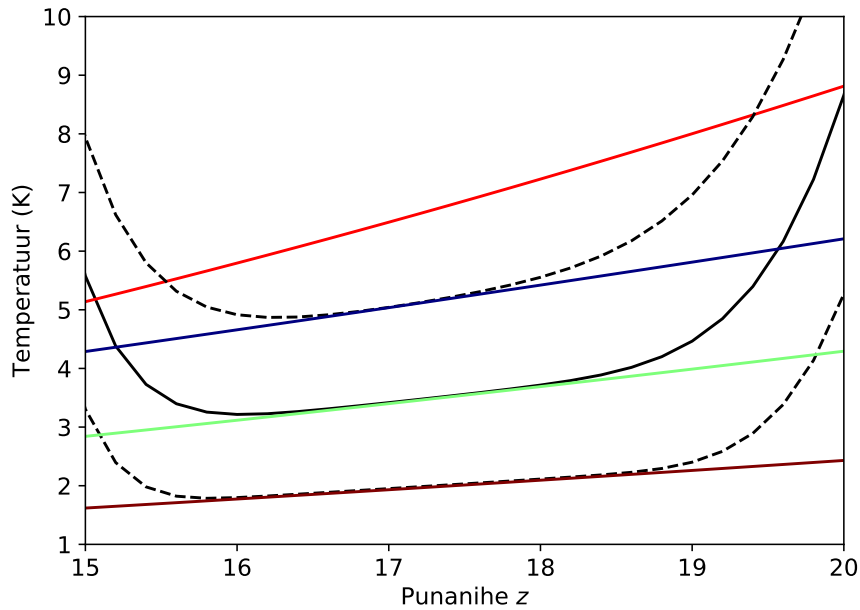
Joonis 3.2: Valemi (3.1) järgi arvutatud  $\text{Ly}\alpha$  intensiivsus. Samuti nagu joonisel 3.1 on ka siin vasakpoolsel joonisel  $T_K$  standardse väärtusega ning parempoolsel 4 korda väiksem. Mustad katkendlikud jooned vastavad  $J_\alpha$  väärtustele EDGESi signaali veapiiride korral.

### 3.1 Piirangud Ly $\alpha$ ja $T_K$ jaoks

Olulisi järeldusi saab teha EDGESi mõõdetud signaali lamedast põhjast. Selline kuju viitab, et  $T_S$  oli mingil ajavahemikul täielikult seostatud  $T_K$ -ga ning seega saab signaali põhja abil leida ligikaudse  $T_K$  sellel perioodil. Antud töös on  $T_K$  lähendamiseks kasutatud kuju

$$\bar{T}_K(z) = T_K(z) \left( \frac{1 + \bar{z}}{1 + z} \right)^\alpha. \quad (3.3)$$

Valemi (3.1) järgi ei saa aga temperatuurid  $T_S$  ja  $T_K$  täpselt võrdseks minna, kuna see nõuaks lõpmatuseni lähenevat Ly $\alpha$  kiirguse intensiivsust. Seega peab lähendamisel lisaks parameetritele  $\bar{z}$  ja  $\alpha$  lisada väike temperatuuride vahe  $t$  nõnda, et  $t = T_S - \bar{T}_K \neq 0$ . Parameeter  $t$  mõjutab oluliselt Ly $\alpha$  kiirguse amplituudi väärtust kuid vaid nõrgalt kiirguse juurdekasvu punanihetel  $z > 20$  (vt joonis 3.4). Avaldisega (3.3) leitud lähendused gaasi kineetilisele temperatuurile on toodud joonisel 3.3. Kui  $\bar{T}_K$  võimalik vahemik on  $T_S$  veapiiride abil välja

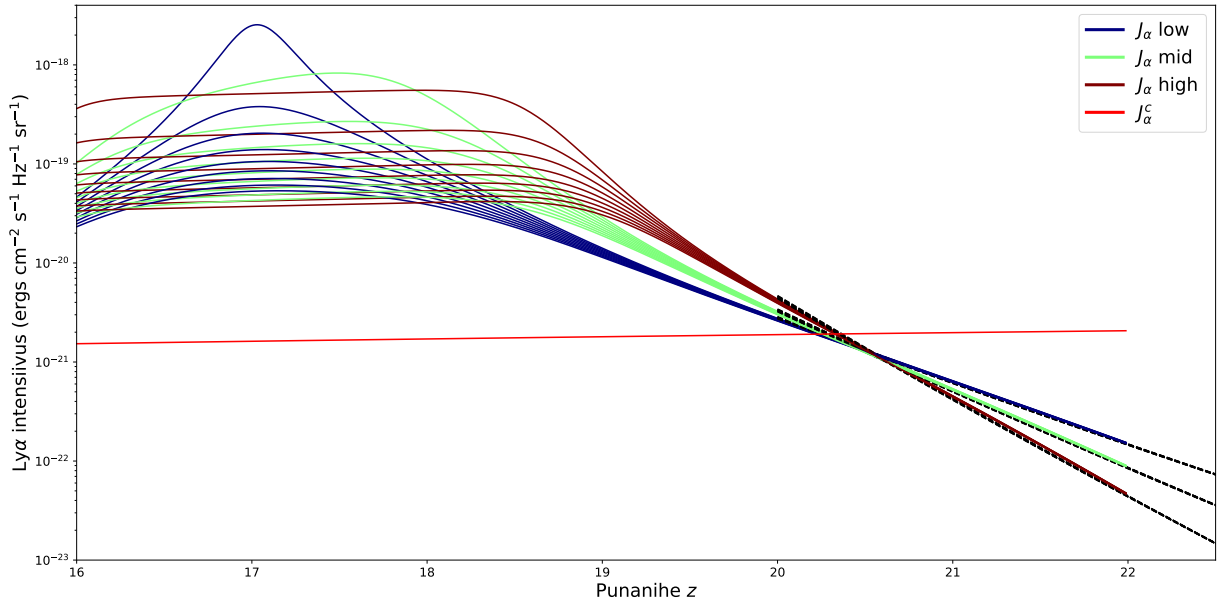


Joonis 3.3: Parametriseeritud kujul (3.3) leitud lähendused  $T_S$  põhjale. Punane joon on standardsele kosmoloogiale vastav  $T_K$  ning sinine, roheline ja pruun vastavalt low, mid ja high  $\bar{T}_K$  lähendused. Kolm juhtu vastavad  $T_S$  signaalile (must pidev) ja tema määramatuse piiridele (mustad katkendlikud). Antud joonisel on temperatuuride vahe  $t = 0,02$  K.

arvutatud, saab kasutada neid tulemusi  $J_\alpha$  hindamiseks. Joonisel 3.4 on toodud Ly $\alpha$  kiirguse intensiivsused mitmel erineval juhul.

Kolme eri värviga on toodud  $\delta T_{21}$  signaali low, mid ja high juhud ning jooned, mis jagavad värvi vastavad erinevatele parameetri  $t$  väärtustele. Seega näitab joonis 3.4, et kuigi  $t$  on sisuliselt vaba parameeter, ei mõjuta ta oluliselt  $J_\alpha$  kasvamise kiirust.  $J_\alpha$  intensiivsusele vahemikus ligikaudu





Joonis 3.4: Ly $\alpha$  intensiivsused kolme  $T_S$  jaoks (sinine - low, roheline - mid ja pruun - high), sirged nende kasvu kiiruse lähendamiseks (mustad katkendlikud jooned) ning referentsiks kriitiline Ly $\alpha$  intensiivsus  $J_\alpha^c$  (punane). Ühe värviga märgitud kõverad vastavad erinevatele parameetri  $t$  väärtustele; mida väiksem on  $t$ , seda suuremaks läheb Ly $\alpha$  amplituud kuid kasvamise kiirus sellest oluliselt ei muutu. Parameetri muutumisvahemik on siin joonisel  $0.02 < t < 0.26$  Kelvinit. Suurema amplituudiga kõverad vastavad väiksematele  $t$  väärtustele.

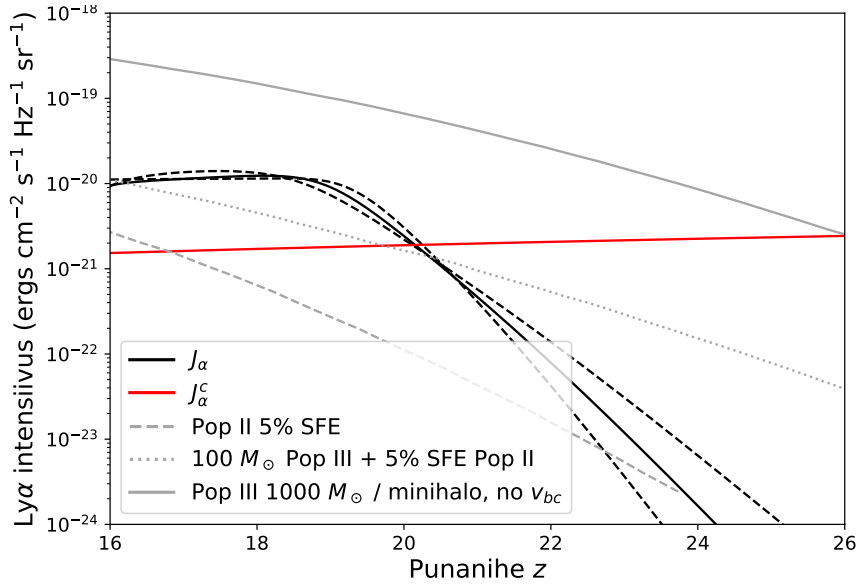
$20 < z < 22$  saab seada küllaltki ranged piirangud.  $J_\alpha$  lähendamiseks kasutatakse astmeseadust kujul

$$J_{\alpha, \text{kasv}} = a \cdot z^b. \quad (3.4)$$

Samas  $J_\alpha$  amplituudi täpsustada ei saa; amplituudi sõltuvus parameetrist  $t$  on väga järsk ning punanihetel  $z < 19$  hakkab ilmselt rolli mängima ka esimeste allikate poolt põhjustatud IGMi soojenemine. Nagu eelpool mainitud, ei ole selle efektiga  $T_K$  ja  $\bar{T}_K$  avaldistes arvestatud.

Joonisel 3.5 on toodud näidiseks ühed arvutatud  $J_\alpha$  kõverad. Lisaks on toodud võrdluseks paar joont paljude hulgast, mis iseloomustavad vastava kiirguse kogust erinevate tähetekke mudelite korral [37]. Kõverate võrdlemisest on näha, et kuigi toodud tähetekke mudelid jõuavad ajapikku ligikaudu sama Ly $\alpha$  intensiivsuseni, ei jõua nad sinna piisavalt järsult. Töös [37] on lisaks joonisel 3.5 kujutatule toodud veel hulk kõveraid eri tähetekke mudelite jaoks. Mudelid erinevad  $J_\alpha$  koguväärtuses mõni suurusjärg, kuid kõigi jaoks on kasvukiirus ligikaudu sama. EDGESi signaali seletamiseks seega puhtalt tähtede mõjust ei piisa, kuna protsess on liiga aeglane.

Antud hetkel on tegu vaid ühe vaatluse andmetega. Reionisatsiooni epohhi raadiosagedusvaatlustega tegeleb aga mitu eksperimenti (vt peatükk 2) ning pikisilmi oodatakse kordusmõõtmisi, mis paneksid rangemaid piiranguid EDGESi signaalile. Praegusel hetkel on tegemist ka üle taevalaotuse keskmistatud nn globaalse signaaliga. 21-cm fluktuatsioonide mõõtmine annaks täiendavat infot esimeste allikate arvukusele ning intensiivsusele. Viimase



Joonis 3.5: Näidiseks toodud  $\text{Ly } \alpha$  intensiivsused low, mid ja high juhtudel (mustad jooned) ning  $\text{Ly}\alpha$  kriitiline intensiivsus (punane). Hallid jooned näitavad kolme tähetekke mudeli poolt tekitatavat  $\text{Ly}\alpha$  kiirgust [37]. Üks sisaldab vaid populatsiooni II tähti (hall katkendlik) ning teine nendele lisaks ka populatsiooni III tähti (hall punktiir). Antud joonisel parameeter  $t = 0,15 \text{ K}$ .

|            | $\bar{z}$ | $\alpha$ | $a$                  | $b$    |
|------------|-----------|----------|----------------------|--------|
| $T_S$ low  | 9,423     | 0,555    | $3,24 \cdot 10^{19}$ | -30,80 |
| $T_S$ mid  | 2,430     | 0,412    | $3,84 \cdot 10^{19}$ | -38,46 |
| $T_S$ high | 0,512     | 0,490    | $1,69 \cdot 10^{19}$ | -48,85 |

Tabel 3.1: Arvutuste tulemustena saadud väärtused kineetilise temperatuuri (3.3) ja  $\text{Ly}\alpha$  intensiivsuse lähendusfunktsioonide (3.4) parameetritele.

vaatluse teostamiseks on ilmselt vaja oodata mõõteriistade ja -meetodite tundlikkuse paranemist. Esimene selline võiks olla (täiendatud) LOFAR [28] Euroopas, mis juba töötab. Väga suure hüppe peaks kaasa tooma rahvusvaheline SKA eksperiment [24], mis valmib aastatel 2025-2030 Austraalias ja Lõuna-Aafrikas.

# Piirangud Lyman- $\alpha$ kiirgusele ja gaasi temperatuurile kosmoloogilisest 21-cm signaalist

Venno Vipp

## Kokkuvõte

21-cm vaatlused on unikaalne aken universumi struktuuri kompamiseks. Kuna 21-cm spektrijoon pärineb neutraalse vesiniku aatomitelt, siis on võimalik seda signaali detekteerida pea kõigil punanihetel ja igas vaatesihis. Tingimuseks on, et mõõtevahendid ning analüüsi meetodid on vastava signaali leidmiseks piisavalt täpsed. Viimased edusammud on võimaldanud teostada 21-cm vaatlusi suurematel punanihetel kui kunagi varem.

Käesoleva töö eesmärgiks oli hiljutise EDGESi mõõdetud 21-cm heledussignaali abil piirata tingimusi, mis valitsesid universumis reionisatsiooni epohhi algul (punanihke piirkonnas  $\sim 20$ ). Eelkõige panna piiranguid signaali tekitamiseks vajalike Ly $\alpha$  kiirguse intensiivsusele  $J_\alpha$  ning gaasi kineetilisele temperatuurile  $T_K$ . EDGESi signaali kuju ning amplituud on erinevad standardse  $\Lambda$ CDM kosmoloogia ennustatavatest ning on võimalik, et signaali seletamiseks peab kasutama mõnd eksootilist füüsikat.

Tulemusena saadud piirangud ülalmainitud suuruste jaoks on lähendusfunktsioonide ning nende parameetrite vahemike kujul. Need on kirjas vastavalt avaldistes (3.3), (3.4) ning tabelis 3.1. Leitud piiranguid on edaspidi võimalik kasutada hindamaks erinevate kosmoloogiliste, astrofüüsikaliste ja osakestefüüsika mudelite sobivust EDGESi mõõdetud signaaliga.

Praegusel hetkel on tegemist üksiku mõõtetulemusega. Tulevikus kavandatakse kordusmõõtmised, EDGESi või teiste eksperimentide poolt, aitavad loodetavasti signaali kinnitada ning tema veapiire vähendada. Täiendavat huvi pakub ka 21-cm signaali fluktuatsioonide mõõtmine üle taevaalaotuse, mis annaks täiendavat infot universumi esimeste allikate arvukusele ja intensiivsusele. 21-cm kosmoloogia jääb lähitulevikus kindlasti väga põnevaks uurimisalaks.

# **Constraints on the Lyman- $\alpha$ radiation and the temperature of gas from the cosmological 21-cm signal**

**Venno Vipp**

## **Summary**

21-cm observations offer an unique insight into the structure of the universe. Since the spectral line originates from atoms of neutral hydrogen, it is present at nearly all redshifts and every line of sight. One only needs equipment and analysis methods that are precise enough. The latest progress with these has enabled 21-cm observations at higher redshifts than ever before.

The aim of this work was to use the EDGES 21-cm brightness signal to put limits on conditions present at the beginning of the epoch of reionization (redshift around  $\sim 20$ ). Primarily on the intensity of Ly $\alpha$  radiation  $J_\alpha$  and the gas kinetic temperature  $T_K$  necessary to create said signal. The shape and amplitude of the EDGES signal differ from theoretical values calculated from standard  $\Lambda$ CDM cosmology. Therefore it is possible, that the signal must be explained using some form of exotic physics.

The results obtained in this work take the form of fitting functions and ranges for their parameters. These are listed in equations (3.3), (3.4) and table 3.1 respectively. These limits can in the future be used to estimate the compatibility of different cosmological, astrophysical and particle physics models with the EDGES signal.

As of this moment the results are limited by only a single measurement. Hopefully the measurements planned in the future, by EDGES or other experiments, will confirm the signal and reduce its margin of error. Of additional interest are fluctuations of the 21-cm signal across the sky. Measuring these would provide additional constraints on the abundance and intensity of the universes first radiation sources. 21-cm cosmology will definitely remain an interesting field of study in the near future.

# Kirjandus

- [1] Wikipedia. [https://en.wikipedia.org/wiki/Hydrogen\\_line#/media/File:Hydrogen-SpinFlip.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Hydrogen_line#/media/File:Hydrogen-SpinFlip.svg), April 2019.
- [2] Steven Furlanetto, S. Peng Oh, and Frank Briggs. Cosmology at Low Frequencies: The 21 cm Transition and the High-Redshift Universe. *Physics Reports*, 433(4-6):181–301, October 2006.
- [3] Rennan Barkana. The Rise of the First Stars: Supersonic Streaming, Radiative Feedback, and 21-cm Cosmology. *Physics Reports*, 645:1–59, July 2016.
- [4] Matias Zaldarriaga, Steven R. Furlanetto, and Lars Hernquist. 21 Centimeter Fluctuations from Cosmic Gas at High Redshifts. *The Astrophysical Journal*, 608(2):622–635, June 2004.
- [5] Piero Madau, Avery Meiksin, and Martin J. Rees. 21-cm Tomography of the Intergalactic Medium at High Redshift. *The Astrophysical Journal*, 475(2):429–444, February 1997.
- [6] Judd D. Bowman, Alan E. E. Rogers, Raul A. Monsalve, Thomas J. Mozdzen, and Nivedita Mahesh. An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum. *Nature*, 555(7694):67–70, February 2018.
- [7] George Field. Excitation of the Hydrogen 21-CM Line. *Proceedings of the IRE*, 46(1):240–250, January 1958.
- [8] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S.Š. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G.Š. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R.Š. Hill, E. Komatsu, M. R. Nolte, N. Ødegaard, H. V. Peiris, L. Verde, and J. L. Weiland. First-Year *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* ( *WMAP* ) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *ASTROPHYS J SUPPL S*, 148(1):1–27, September 2003.
- [9] D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 707(2):916–920, December 2009.

- [10] S. Seager, D. D. Sasselov, and D. Scott. A New Calculation of the Recombination Epoch. *The Astrophysical Journal*, 523(1):L1–L5, September 1999.
- [11] Sara Seager, Dimitar D. Sasselov, and Douglas Scott. How Exactly Did the Universe Become Neutral? *ASTROPHYS J SUPPL S*, 128(2):407–430, June 2000.
- [12] Dmitriy Tseliakhovich and Christopher Hirata. Relative velocity of dark matter and baryonic fluids and the formation of the first structures. *Phys. Rev. D*, 82(8):083520, October 2010.
- [13] Andi Hektor, Gert Hütsi, Luca Marzola, and Ville Vaskonen. Constraints on ALPs and excited dark matter from the EDGES 21-cm absorption signal. *Physics Letters B*, 785:429–433, October 2018.
- [14] Edward M. Purcell and George B. Field. Influence of Collisions upon Population of Hyperfine States in Hydrogen. *The Astrophysical Journal*, 124:542, November 1956.
- [15] J. P. Wittke and R. H. Dicke. Redetermination of the Hyperfine Splitting in the Ground State of Atomic Hydrogen. *Physical Review*, 103(3):620–631, August 1956.
- [16] B. Žygelman. Hyperfine Level-changing Collisions of Hydrogen Atoms and Tomography of the Dark Age Universe. *The Astrophysical Journal*, 622(2):1356–1362, April 2005.
- [17] Kris Sigurdson and Steven R. Furlanetto. Measuring the Primordial Deuterium Abundance during the Cosmic Dark Ages. *Physical Review Letters*, 97(9):091301, August 2006.
- [18] George B. Rybicki. Improved Fokker-Planck Equation for Resonance-Line Scattering. *ApJ*, 647(1):709–718, August 2006.
- [19] S. A. Wouthuysen. On the excitation mechanism of the 21-cm (radio-frequency) interstellar hydrogen emission line. *The Astronomical Journal*, 57:31, 0.
- [20] J. R. Pritchard and S. R. Furlanetto. Descending from on high: Lyman-series cascades and spin-kinetic temperature coupling in the 21-cm line. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367(3):1057–1066, April 2006.
- [21] Benedetta Ciardi and Piero Madau. Probing beyond the Epoch of Hydrogen Reionization with 21 Centimeter Radiation. *The Astrophysical Journal*, 596(1):1–8, October 2003.
- [22] Axel Widmark. 21 cm cosmology and spin temperature reduction via spin-dependent dark matter interactions. *arXiv:1902.09552 [astro-ph]*, February 2019.
- [23] <http://www.mwatelescope.org/>.
- [24] <https://www.skatelescope.org/>.

- [25] <http://web.phys.cmu.edu/~past/>.
- [26] <http://eor.berkeley.edu/>.
- [27] <https://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/Edges/>.
- [28] <http://www.lofar.org/>.
- [29] Aviad Cohen, Anastasia Fialkov, Rennan Barkana, and Matan Lotem. Charting the Parameter Space of the Global 21-cm Signal. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472(2):1915–1931, December 2017.
- [30] Rennan Barkana. Possible interaction between baryons and dark-matter particles revealed by the first stars. *Nature*, 555(7694):71–74, February 2018.
- [31] Julian B. Muñoz and Abraham Loeb. Insights on Dark Matter from Hydrogen during Cosmic Dawn. *Nature*, 557(7707):684–686, May 2018.
- [32] Guido D’Amico, Paolo Panci, and Alessandro Strumia. Bounds on Dark Matter annihilations from 21 cm data. *Physical Review Letters*, 121(1), July 2018.
- [33] Hongwan Liu and Tracy R. Slatyer. Too Hot, Too Cold or Just Right? Implications of a 21-cm Signal for Dark Matter Annihilation and Decay. *Physical Review D*, 98(2), July 2018.
- [34] A. Ewall-Wice, T.-C. Chang, J. Lazio, O. Doré, M. Šeiffert, and R. A. Monsalve. Modeling the Radio Background from the First Black Holes at Cosmic Dawn: Implications for the 21 cm Absorption Amplitude. *The Astrophysical Journal*, 868(1):63, November 2018.
- [35] Richard Hills, Girish Kulkarni, P. Daniel Meerburg, and Ewald Puchwein. Concerns about Modelling of Foregrounds and the 21-cm Signal in EDGES data. *arXiv:1805.01421 [astro-ph, physics:hep-ph]*, May 2018.
- [36] Saurabh Singh and Ravi Subrahmanyan. The redshifted 21-cm signal in the EDGES low-band spectrum. *arXiv:1903.04540 [astro-ph]*, March 2019.
- [37] Anna T. P. Schauer, Boyuan Liu, and Volker Bromm. Constraining First Star Formation with 21cm-Cosmology. *arXiv:1901.03344 [astro-ph]*, January 2019.

# **Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks**

Mina, Venno Vipp,

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose

**Piirangud Lyman- $\alpha$  kiirgusele ja gaasi temperatuurile kosmoloogilisest 21-cm signaalist,**

mille juhendajad on Andi Hektor

Gert Hütsi ja Madis Kiisk,

reprodutseerimiseks eesmärgiga seda säilitada, sealhulgas lisada digitaalarhiivi DSpace kuni autoriõiguse kehtivuse lõppemiseni.

2. Annan Tartu Ülikoolile loa teha punktis 1 nimetatud teos üldsusele kättesaadavaks Tartu Ülikooli veebikeskkonna, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace kaudu Creative Commons'i litsentsiga CC BY NC ND 3.0, mis lubab autorile viidates teost reprodutseerida, levitada ja üldsusele suunata ning keelab luua tuletatud teost ja kasutada teost ärieesmärgil, kuni autoriõiguse kehtivuse lõppemiseni.
3. olen teadlik, et punktis 1 ja 2 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.
4. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Venno Vipp,

Tartu, 3. juuni 2019. a.